第46卷 第4期
2023年4月

核 技 术 NUCLEAR TECHNIQUES
www.hjs.sinap.ac.cn

Vol.46，No.4
April 2023

QCD相结构的全息模型研究

朱洲润　赵彦清　侯德富

（夸克与轻子教育部重点实验室 华中师范大学粒子物理研究所　武汉　430079）

摘要　探寻量子色动力学（Quantum Chromodynamics，QCD）相结构一直是高能重离子碰撞物理研究的重要目标。近年来，转动背景下的QCD相变引起了研究者们的关注。本文基于AdS/QCD对偶，研究了化学势、角速度对QCD临界点的影响。研究发现：化学势减小了临界转速ω_c，角速度降低了μ_c和相变温度。我们通过计算一些可以表征QCD相变的探针，如拖曳力、扩散系数、喷注淬火参数和J/ψ的谱函数，发现喷注淬火参数和拖曳力在相变温度附近有增强，峰值所对应的温度随着化学势的增加降低，这与相图中相变温度随化学势增加而降低相对应。谱函数的结果表明，磁场促进重介子的溶解，使末态J/ψ产额的压低更明显。我们研究了早期宇宙QCD全息相变产生的引力波，发现胶子凝聚抑制了引力波的能量密度，峰值频率位置随着胶子凝聚增加而下降。

关键词　相变，能量损失，谱函数，引力波

中图分类号　TL99

DOI: 10.11889/j.0253-3219.2023.hjs.46.040007

QCD phase structure from holographic models

ZHU Zhourun　ZHAO Yanqing　HOU Defu

(*Institute of Particle Physics and Key Laboratory of Quark and Lepton Physics* (*MOS*), *Central China Normal University*, *Wuhan 430079*, *China*)

Abstract　We aim to study the effects of chemical potential and angular velocity on the critical endpoint of quantum chromodynamics (QCD). We used several probes (drag force, jet quenching parameter, heavy vector meson spectral function) to characterize the phase transition and studied gravitational waves from the holographic QCD phase transition in the early universe. We used different holographic QCD models to discuss the QCD phase transition, energy loss, spectral function, and gravitational waves. We found that the chemical potential and angular velocity changed the location of the critical endpoint, and the drag force and jet quenching parameter were temperature dependent and enhanced near the phase transition temperature. The magnetic field had a nontrivial effect on the spectral function. We conclude that the chemical potential decreases ω_c, and the angular velocity decreases μ_c and the phase transition temperature. The jet quenching parameter and drag force can characterize the phase transition, and the magnetic field promotes the dissociation of heavy vector mesons. Moreover, the energy density of gravitational waves decreases as the gluon condensate increases, and the peak frequency shifts downward with increasing gluon condensate. Exploring the phase structure of QCD is an important task in high-energy heavy ion collision physics, and recently, there has been considerable interest in the QCD phase transition for rotating backgrounds.

Key words　Phase transition, Energy loss, Spectral function, Gravitational waves

国家重点研发(No.2022YFA1604900)、国家自然科学基金(No.11735007, No.11890711, No.11890710, No.12275104)资助

第一作者：朱洲润，男，1994年出生，2019年于三峡大学获硕士学位，现为博士研究生，研究领域为高能物理

通信作者：侯德富，E-mail：houdf@mail.ccnu.edu.cn

收稿日期：2022-12-28，修回日期：2023-02-04

Supported by National Key Research and Development Program of China (No.2022YFA1604900), National Natural Science Foundation of China (No.11735007, No.11890711, No.11890710, No.12275104)

First author: ZHU Zhourun, male, born in 1994, graduated from China Three Gorges University with a master's degree in 2019, doctoral student, focusing on high energy physics

Corresponding author: HOU Defu, E-mail: houdf@mail.ccnu.edu.cn

Received date: 2022-12-28, revised date: 2023-02-04

量子色动力学（Quantum Chromodynamics，QCD）是描述强相互作用的非阿贝尔理论，是夸克和胶子的动力学。夸克被认为是组成物质的最小单位，不过在观察到的自然界中并不存在自由的夸克。现有的QCD理论认为，自由的夸克被禁闭在强子内部。在高能或短距时胶子与夸克之间的相互作用较弱，即“渐进自由”；在低能或长距时，相互作用变得很强，导致“夸克禁闭”。研究表明，在低温低密度时QCD主要呈现为强子相；在极高温高密情况下QCD会发生从禁闭相到退禁闭相的相变，生成夸克-胶子等离子体（Quark Gluon Plasma，QGP）[1]。科学家们认为QGP是早期宇宙的产物，在宇宙大爆炸后的10^{-5}~10^{-4} s，宇宙或许会经历温度在150~200 MeV的QCD相变，此时的宇宙间充满了QGP。随着宇宙继续膨胀、冷却，夸克和胶子组合形成强子，之后逐渐演化成今天的世界。研究QGP的性质既可以帮助我们探究物质的基本构成，还有助于人们了解宇宙的起源与演化。

QCD的相变与性质一直是高能物理所关注的问题。科学家们在RHIC（Relativistic Heavy Ion Collider）和LHC（Large Hadron Collider）的相对论重离子碰撞中发现了角速度[2–3]的产生。角速度除了会引起反常输运性质，还会对QCD的相结构有一定的影响。研究转动背景下的QCD相图，或许更加接近重离子碰撞的实际情况。由于实验中QGP存在的时间极短，很难直接探测到QGP的存在。在这里，我们可以用喷注淬火[4–5]和重夸克偶素压低[6]作为探究QGP性质的硬探针。大横动量的喷注在穿过QGP介质时会因为胶子辐射而导致能量能损，而且在垂直于初始动量方向上产生了动量展宽。单位距离横动量展宽的方均值就是喷注淬火参数，研究喷注淬火可以间接得到QGP物质的温度、密度等信息。此外，重夸克在穿过QGP时能够保持味守恒。国内外已有一些对能量损失的研究，在这里我们讨论了相变温度附近的喷注淬火参数、重夸克能量损失（即拖曳力）[7]和J/ψ谱函数[8]。最后，我们研究胶子凝聚这个非微扰效应对一阶相变的影响，之后通过全息的方法计算了胶子凝聚对引力波的影响[9]，并跟国际脉冲星计时阵列、平方千米阵和太极等探测结果进行了对比。

1 全息模型

1997年Maldacena提出（d+1）维时空中的引力理论与d维的N=4超杨米尔斯理论之间存在对偶关系，即AdS/CFT（Anti-de Sitter/Conformal Field Theory，又称为全息）[10]。这为研究非阿贝尔量子场论的强耦合极限提供了一种新的非微扰方法。之后Witten[11]和Gubser[12]等推导出了全息的具体数学形式。全息已经被广泛用于研究QCD方面的强耦合问题，这种方法统称为全息QCD或者AdS/QCD。相比于两个理论的真空，相变温度附近QCD理论与N=4超杨米尔斯理论之间区别更小。

全息QCD方法总的分为两类：从上到下（top-down）和从下到上（bottom-up）。顾名思义，从上到下的方法是从超弦理论本身出发，引入一些对称性破缺机制，将超对称性破坏掉；从下到上的方法是从QCD的拉氏量出发，着眼于QCD的相关性质，如线性禁闭、Regge轨迹、QCD状态方程、手征对称自发破缺等进行构造。最早的从下到上全息模型有两种：硬墙[13]和软墙[14]模型。硬墙模型是通过对AdS空间的第五维径向坐标进行人为截断，因此打破了共形对称性，不过这种模型无法很好呈现Regge轨迹。软墙模型是通过手动引入一个伸缩子项，但是没有考虑伸缩子场对时空度规的作用。而在近些年来的从下到上全息Einstein-Maxwell-Dilaton（EMD）模型中，考虑了伸缩子场的影响，之后精确求解了引力度规，并且能够很好地表征QCD的一些物理性质[15–21]。

我们知道，QCD的相变和性质与夸克质量和味数目有关。重夸克极限下的纯SU（3）规范理论的相变为一阶的禁闭-退禁闭相变；当夸克质量较轻或者对于我们所处的物理世界，即物理点，是一个快速的平滑过渡。全息QCD模型可以很好地描述不同情况下的相图。在构造EMD模型时，可以令模型中的参数与格点QCD状态方程的结果定量或定性地吻合。定量的方法是通过固定伸缩子场势和规范运动方程，进而引力作用量的形式就固定了下来。这种方法得到的EMD模型可以与格点结果拟合得很好，但很难得到度规表达式的解析解。而定性的方法是采用所谓的势重建，即伸缩子场势与度规中弯曲因子的形式有关。这种方法同样可以将QCD的性质输入进模型中，而且可以得到度规表达式的解析解。但引力作用量可能对温度、化学势或者磁场依赖，因此构造这种模型时需要做进一步的检验。

近几年来，有研究者们通过不同的全息模型，讨论了不同情况下的QCD相图。在文献[15]中构造了同时含有化学势和磁场的EMD模型，模型中拟合了纯胶子背景的禁闭-退禁闭相变温度，研究发现，化学势和磁场都降低了临界温度，但化学势对临界点B_c的影响并不明显。文献[16]构造了各向异性背景下的全息模型，讨论了不同各向异性下的T–μ相图。研究发现，各向异性降低了相变的临界温度。

文献[17–18]中的EMD模型可以与格点结果定量的吻合，预测的临界点(μ_c，T_c)位于较大的化学势处，分别为(724，89) MeV和(555，105) MeV。文献[19]讨论了转动背景下的手征相变，发现转动角速度降低了相变温度。文献[20]研究了转动的Hawking-Page相变，结果表明：角速度降低了退禁闭的相变温度。文献[21]讨论了纯胶子和两味系统下转动对退禁闭相变的影响。在纯胶子系统中，角速度降低了临界点的μ_c和T_c；在两味系统中，角速度降低了T_c，但相变一直是平滑过渡(crossover)。本文将介绍(2+1)味系统下转动角速度对退禁闭相变温度和临界点的影响。

2　全息模型下的相结构

在早期的全息词典中，一阶的禁闭-退禁闭相变对偶于一阶的Hawking-Page相变[22]。之后Herzog运用这种思想，讨论了硬墙和软墙模型下的QCD相变[23]。在全息EMD模型中，禁闭-退禁闭相变对偶于大黑洞相-小黑洞相之间的相变。此外，可以通过在EMD模型的作用量中引入规范场，进而引入磁场、化学势。全息中，化学势对偶于规范场第0分量的边界值。对于转动的引入，可以通过考虑定域洛伦兹boost的方法引入[24–25]，即：

$$t \rightarrow \frac{1}{\sqrt{1-\omega^2 L^2}}(t+L^2\omega\varphi),\ \varphi \rightarrow \frac{1}{\sqrt{1-\omega^2 L^2}}(\varphi+\omega t) \quad (1)$$

接下来，通过研究黑洞热力学性质(黑洞自由能与黑洞温度之间的关系)来讨论大黑洞相-小黑洞相之间的相变。黑洞的自由能F跟熵s和温度T有关：

$$F=\int_{z_h}^{\infty} s\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}z_h}\mathrm{d}z_h \quad (2)$$

式中：z_h是黑洞的视界。

图1中我们讨论了角速度对黑洞温度和黑洞自由能的影响。从图1(a)可以看出，当角速度较小时，温度与视界的关系是单调的；当角速度大于临界值ω_c时，出现了三个黑洞相，即大黑洞相(①)、不稳定相(②)和小黑洞相(③)。这时，可能存在大黑洞相与小黑洞相之间的相变。图1(b)给出了角速度对黑洞自由能的影响。可以发现，当角速度大于ω_c时，一个燕尾形状的图形出现，这也代表不稳定相的出现。这表明此时发生了一阶相变，相变临界点位于燕尾形状的交叉点。这时相变由平滑过渡转为一阶相变。可以发现角速度促进一阶相变的发生，并且降低了相变的临界温度。

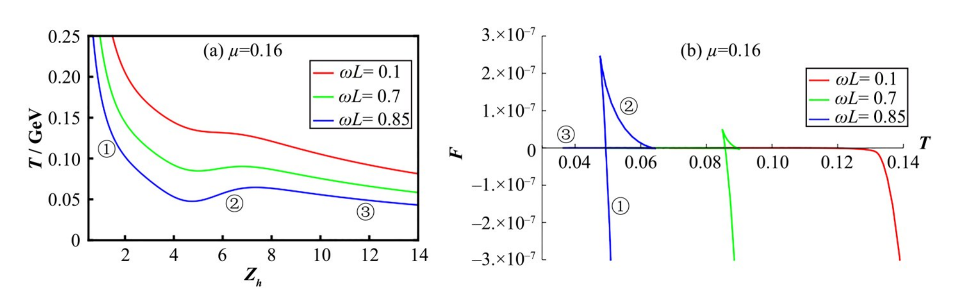


图1　不同角速度下的黑洞温度T和黑洞自由能F

Fig.1　Temperature T and free energy F with different values of angular velocity

通过图1中角速度对黑洞自由能的分析，可以得到相变点。采用同样的方法，可以得到不同的化学势、角速度下的T–μ和T–ωL相图。图2(a)和(b)分别画出了T–μ平面和T–ωL平面的相图。从图2(a)可以看出，相变在小化学势情况下是平滑过渡，随着化学势的增加，相变逐渐从平滑过渡转变为一阶相变，并且相变温度随着化学势的增加而降低。随着角速度的增加，相变临界点往左下方移动。这表明角速度减小了μ_c，降低了T_c。通过图2(b)可以发现，化学势很小时，相变一直是平滑过渡。当化学势较大时，相变先是平滑过渡；随着角速度的增加，相变从平滑过渡转变为一阶相变，并且相变温度随着角速度的增加而降低。此外，随着化学势的增加，相变临界点往左上方移动，这表明化学势减小了ω_c，增大了T_c。除了运用全息，研究者们还通过Nambu-Jona-Lasinio(NJL)模型[26–27]、格点QCD[28–29]以及其他的唯象模型[30–31]对转动下的QCD相图进行了广泛的研究。

3　相变温度附近的能量损失和谱函数

研究QCD相变，寻找QGP存在的信号一直是高能重离子碰撞实验所关注的问题。由于QGP存在的时间极短，可以用一些探针去间接证明QGP的产生。本节介绍三个探测QGP性质强有力的探针。首先是重夸克，产生于重离子碰撞硬过程的重夸克在穿过强耦合介质时可以保持味守恒，通过研究重夸克的性质得到强耦合介质演化过程中的时空与输运性质。首先，主要计算了重夸克在介质中能量损

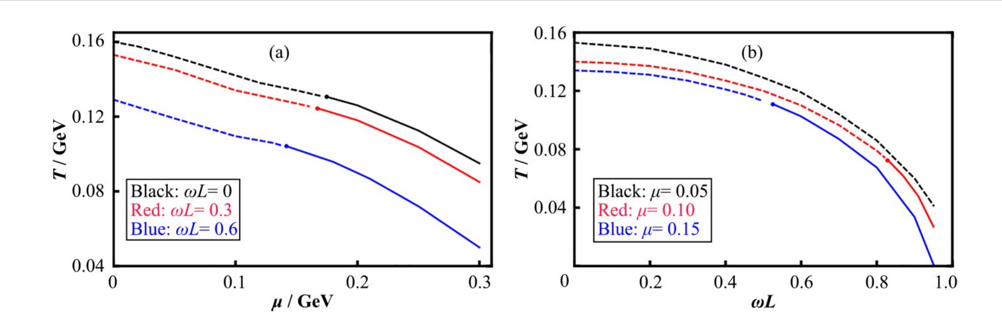


图2 $T-\mu$ (a)和$T-\omega L$ (b)平面的相图

Fig.2 Phase diagram in the $T-\mu$ (a) and $T-\omega L$ (b) planes

失和扩散系数；其次，计算了喷注淬火参数，喷注淬火描述了大横动量粒子在穿过QGP介质时的能量损失情况，研究喷注淬火可以间接分析出强耦合介质的温度、密度等性质；最后，研究了J/ψ的谱函数，J/ψ表示粲夸克和反粲夸克的束缚态，可以通过探测末态轻子对的共振峰来证实它的存在，是QGP产生的信号之一。

重夸克在介质中通过拖曳力损失能量（$\mathrm{d}p/\mathrm{d}t$），可以计算从弦端点流向世界面视界的能量流（$\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$）来全息地研究。重夸克在介质中的运动可以通过郎之万方程来描述：

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t} = -\eta_D p + f_1 \tag{3}$$

其中：拖曳力f表达式等于$-\eta_D p$；η_D表示拖曳系数。当重夸克匀速运动时，$\mathrm{d}p/\mathrm{d}t=0$，拖曳力$f$与驱动力$f_1$相等。

扩散系数D可以通过拖曳系数计算得到：

$$D = \frac{T}{m}t \tag{4}$$

其中：$t=1/\eta_D$表示弛豫时间；m表示夸克的质量；T是介质温度。

图3给出了不同维度和化学势下拖曳力跟温度的关系[7]。在4维及重夸克低速运动时，重夸克能损在$1.09T_{\mathrm{HP}}$附近有增强现象；在4维和高速情况下，拖曳力在$1.2T_{\mathrm{HP}}$附近有增强。在5维情况下，拖曳力只在高速运动情况下出现增强现象。这一发现说明了重夸克能量损失对温度是非单调的依赖关系。此外，峰值随着化学势而增大，这意味着化学势增加了能量损失。这可能是化学势降低了QGP黏性造成的。从数值结果看，随着化学势的增加，能量损失的峰值略向低温方向移动。这对应于相变温度随着化学势的增加而降低。扩散系数描述了重夸克与强耦合介质之间的耦合强度。图4画出了4维和5维空间下不同速度和化学势情况下的扩散系数图[7]。从图4可以发现，扩散系数也是温度依赖的，而且在相变温度附近降低最小。此外，化学势抑制了扩散系数，这也表明化学势降低了QGP黏性。

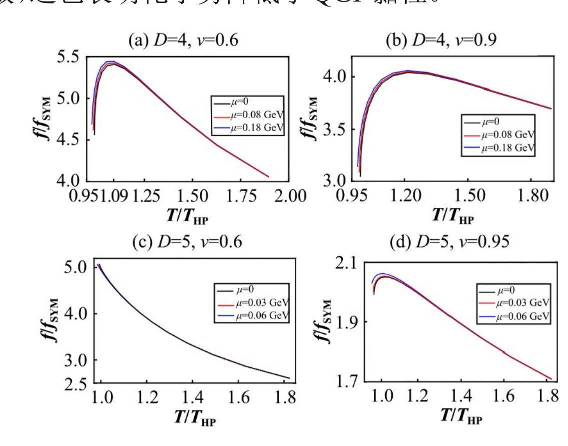


图3 不同维度和化学势下拖曳力与温度的关系

Fig.3 Drag force *vs*. temperature with different dimensions and chemical potentials

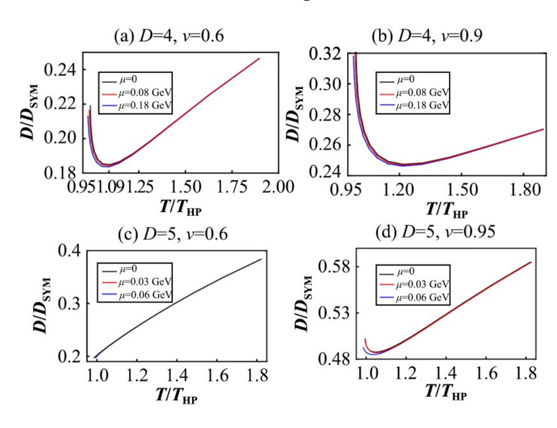


图4 4维和5维空间下不同速度和化学势情况下的扩散系数

Fig.4 Diffusion coefficient *vs*. temperature for different velocities and chemical potentials when D=4, 5

喷注淬火参数描述了高能部分子在介质中的能量损失。在全息描述中，伴随表示的wilson loop期望值与喷注淬火参数有以下关系[32]：

$$\langle W^A[C]\rangle \approx \exp\left(-\frac{1}{4\sqrt{2}}\hat{q}L_- L^2\right) \tag{5}$$

式中：C是一个矩形轮廓，大小为$L\times L_-$；L是夸克对的分离距离；L_-是类光距离。

图5给出了$\hat{q}/T^3$关于温度的函数。喷注平行于磁场方向运动，横动量展宽方向垂直于磁场，用$\hat{q}_{(//,\perp)}$表示。当喷注垂直于磁场运动，横动量展宽垂直或平行于磁场时，分别用$\hat{q}_{(\perp,\perp)}$、$\hat{q}_{(\perp,//)}$表示。从图5可以看出，喷注淬火参数在1.3~1.4T_c附近有增强，这与格点的结果相符合[33]。此外还可以发现$\hat{q}_{(\perp,\perp)}>\hat{q}_{(\perp,//)}>\hat{q}_{(//,\perp)}$，即$\hat{q}_{(\perp)}>\hat{q}_{(//)}$。这说明垂直于磁场方向运动时，喷注损失的能量更高。喷注淬火参数与拖曳力、扩散系数的结果发现重夸克或喷注在相变温度损失最多的能量，这表明此时有QGP产生，可以作为QGP存在的信号之一。

矢量介子的谱函数可以被定义为：

$$\rho_{\alpha}(\omega)=-Im\left[G_R^{\alpha\alpha}(\omega)\right] \tag{6}$$

图6展示了变化的磁场对谱函数的影响，图6是磁场平行和垂直于极化的情况。其中在谱函数的图形中，钟的形状表示共振态，谱函数峰对应的ω为共振态的质量，谱函数峰的半高宽对应于共振态的衰变宽度。对于图6的两种情况，随着磁场的增加，谱函数峰的高度都降低了，宽度变宽，这意味着磁场的出现加快了共振态的溶解，使末态J/ψ产额的压低更明显。

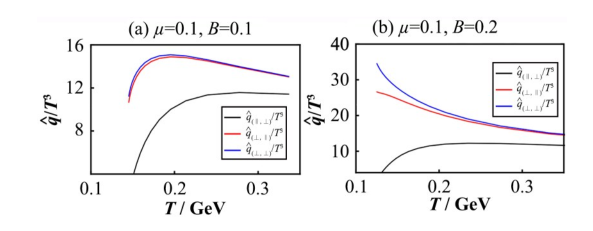


图5　$\hat{q}/T^3$关于温度的函数
Fig.5　$\hat{q}/T^3$ *vs*. temperature

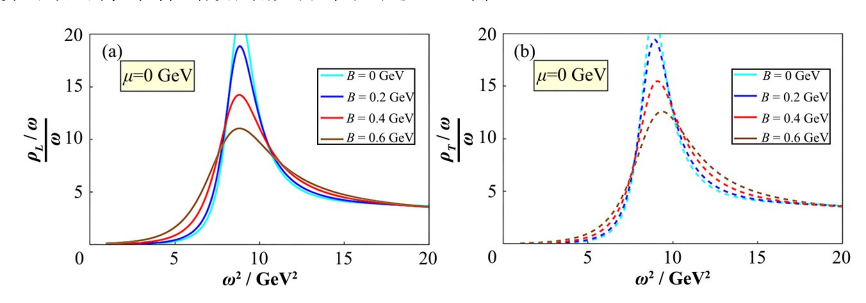


图6　J/ψ态在不同磁场下的谱函数(T=0.3 GeV)　(a) 磁场平行于极化，(b) 磁场垂直于极化
Fig.6　Spectral function of the J/ψ state with different magnetic fields B at T=0.3 GeV
(a) Magnetic field is parallel to the polarization, (b) Magnetic field is perpendicular to the polarization

4　全息模型下的引力波

通过全息的方法来研究QCD相变产生的引力波，或许能够为我们研究引力波源的信息、探索早期宇宙演化过程提供一种新的思路。胶子凝聚是一种QCD的非微扰效应，对应于它的场算符真空平均值不为0。格点QCD的结果表明：相变温度附近胶子凝聚的值会急速下降，可以将此视为禁闭-退禁闭相变的一个序参量。我们先计算推导出胶子凝聚跟禁闭-退禁闭相变温度的关系，之后代入QCD求和规则的胶子凝聚态的唯象估计值，可以求出相变温度[8]。

考虑一个含有胶子凝聚的全息模型，引力作用量为：

$$S=-\frac{1}{2k^2}\int d^5x\sqrt{g}\left(R+\frac{12}{L^2}-\frac{1}{2}\partial_{\mu}\phi\partial^{\mu}\phi\right) \tag{7}$$

其中：伸缩子场ϕ与胶子算符耦合。

引力作用量有两个解，分别对应于零温（热相）[34]和有限温度（黑洞相）[35]的情况。零温和有限温度时的度规表达式分别为：

$$ds^2=\frac{L^2}{z^2}\left[\sqrt{1-c^2z^8}\,(d\vec{x}^2+dt^2)+dz^2\right] \tag{8}$$

$$ds^2=\frac{L^2}{z^2}\left\{(1-f^2z^8)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{1+fz^4}{1-fz^4}\right)^{\frac{a}{2f}}\left[d\vec{x}^2-\left(\frac{1-fz^4}{1+fz^4}\right)^{\frac{2a}{f}}dt^2\right]+dz^2\right\} \tag{9}$$

式中：c代表胶子凝聚，并与胶子算符$G_{\mu\nu}^2$关系如下：$\left\langle G_{\mu\nu}^2\right\rangle=\frac{8\sqrt{3(N_c^2-1)}}{\pi}c$。并且$f^2=a^2+c^2$，$a=\frac{1}{4}(\pi T)^4$。

之后通过计算热相和黑洞相之间的自由能差可以得到相变温度与胶子凝聚值间的关系：

$$T_c^4=\frac{\sqrt{6}}{7}\frac{\left\langle\frac{\alpha_s}{\pi}G_{\mu\nu}^2\right\rangle}{\pi^2\alpha_s} \tag{10}$$

总的引力波谱($h^2\Omega(f)$)可以通过气泡壁的碰撞和冲击($h^2\Omega_{env}$)、声波($h^2\Omega_{sw}$)和磁流体动力湍流($h^2\Omega_{turb}$)这三个来源构成[36]，即：

$$h^2\Omega(f)=h^2\Omega_{env}(f)+h^2\Omega_{sw}(f)+h^2\Omega_{turb}(f) \tag{11}$$

其中：

$$h^2\Omega_{env}(f) = 1.67 \times 10^{-5}\left(\frac{0.11v_b^3}{0.42+v_b^2}\right)\left(\frac{H_*}{\tau}\right)^2\left(\frac{k\alpha}{1+\alpha}\right)^2\left(\frac{100_*}{g_*}\right)^{\frac{1}{3}} S_{env}(f) \quad (12)$$

$$h^2\Omega_{sw}(f) = 2.65 \times 10^{-6}\left(\frac{H_*}{\tau}\right)\left(\frac{k_v\alpha}{1+\alpha}\right)^2\left(\frac{100_*}{g_*}\right)^{\frac{1}{3}} v_b S_{sw}(f) \quad (13)$$

$$h^2\Omega_{turb}(f) = 3.35 \times 10^{-4}\left(\frac{H_*}{\tau}\right)\left(\frac{k_{turb}\alpha}{1+\alpha}\right)^{\frac{3}{2}}\left(\frac{100_*}{g_*}\right)^{\frac{1}{3}} v_b S_{turb}(f) \quad (14)$$

式中：k表示真空能量转化为气泡动能的部分；k_v表示转换为bulk流体运动的部分；k_{turb}为潜热转化为磁流体动力湍流的比例，表达式分别如下：

$$k = 1 - \frac{\alpha_\infty}{\alpha}$$

$$k_v = \frac{\alpha_\infty}{\alpha}\frac{\alpha_\infty}{0.73 + 0.0883\sqrt{\alpha_\infty} + \alpha_\infty}$$

$$k_{turb} = \varepsilon k_v \quad (15)$$

式中：ε表示bulk运动中湍流的部分，取值在0.05~0.1。

α是真空能量密度与热能密度之比，α_∞为气泡逃逸的最小值：

$$\alpha = \frac{\varepsilon_*}{\frac{\pi^2}{30}g_*T_*^4}, \alpha_\infty = \frac{30}{24\pi^2}\frac{\sum_a c_a \triangle m_a^2}{g_*T_*^2} \quad (16)$$

式中：T_*是相变温度，假定$T_* \approx T_c$；g_*是有效相对论自由度的数目；ε_*是真空能。

$$\varepsilon_* = \left(-\Delta F(T) + T\frac{\mathrm{d}\Delta F(T)}{\mathrm{d}T}\right)\Bigg|_{T=T_*} \quad (17)$$

式中：ΔF是禁闭相与退禁闭相的自由能之差。

图7是胶子凝聚下一阶QCD相变引起的引力波谱[8]，图中总的引力波谱用实线表示。Ω_{env}、Ω_{sw}、Ω_{turb}分别代表气泡碰撞、声波、磁流体动力湍流的贡献。从图7可以看出，引力波谱可能会被大爆炸观测者(Big-Bang Observer，BBO)、平方千米阵(Square Kilometre Array，SKA)以及国际脉冲星计时阵列(International Pulsar Timing Array，IPTA)探测到。气泡碰撞对总引力波的贡献在$f < 4\times10^{-8}$ Hz和$f > 1.5\times10^{-6}$ Hz范围内起着主导作用；声波的贡献主要决定峰值的位置，图中峰值频率位于2×10^{-7} Hz附近。磁流体动力湍流的贡献可以忽略。图8给出了胶子凝聚对引力波谱的影响。图中峰值频率更大的线代表胶子凝聚的值更小。结果表明：胶子凝聚抑制了引力波的能量密度，而且峰值频率位置随着胶子凝聚增加向左移动。

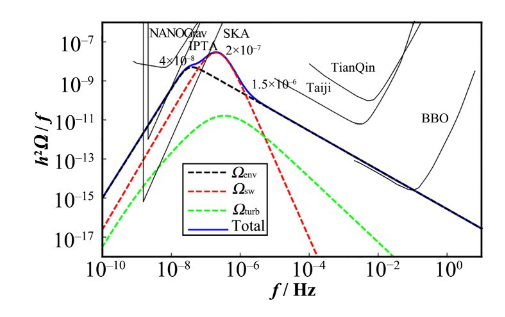


图7 胶子凝聚下，一阶QCD相变引起的引力波谱
Fig.7 Gravitational wave spectrum produced from the first order QCD phase transition with gluon condensate

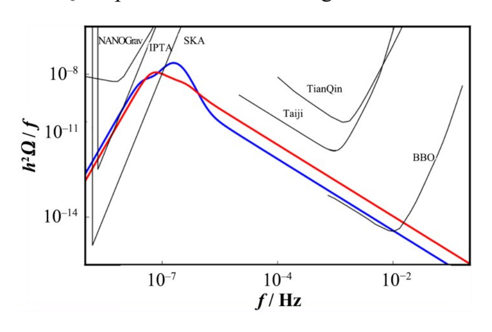


图8 不同胶子凝聚下，一阶QCD相变引起的引力波谱
Fig.8 Gravitational wave frequency spectrum produced from the first order QCD phase transition with different values of gluon condensate

5 结语

本工作基于全息QCD模型，讨论了不同维度和转动背景下的QCD结构，随后研究了相变温度附近的重夸克能量损失、喷注淬火参数、谱函数，最后计算了全息QCD相变引起的引力波。研究发现，化学势减小了临界转速ω_c，增大了临界温度T_c；转动角速度降低了μ_c和相变温度T_c。在相变温度附近，喷注、重夸克的能量损失展现出增强现象，峰值所对应的温度随着化学势的增加降低。化学势增强了能量损失，而且当喷注垂直于磁场方向运动时将损失更多的能量。通过谱函数的研究，发现磁场加快了共振态的溶解，使末态J/ψ产额的压低更明显。胶子凝聚抑制了引力波的能量密度，而且峰值频率随着胶子凝聚增加降低。研究结果表明：用全息QCD的方法研究QCD物质在各种极端条件的QCD相结构及其性质的另一种有效非微扰途径。

作者贡献声明 朱洲润、赵彦清负责论文撰写；侯德富负责论文撰写指导与审阅。

参考文献

1 Csernai L P, Röhrich D. Third flow component as QGP signal[J]. Physics Letters B, 1999, **458**(4): 454 – 459. DOI: 10.1016/s0370-2693(99)00615-2.

2 STAR Collaboration. Global Λ hyperon polarization in nuclear collisions[J]. Nature, 2017, **548**(7665): 62 – 65. DOI: 10.1038/nature23004.

3 Deng W T, Huang X G. Vorticity in heavy-ion collisions [J]. Physical Review C, 2016, **93**(6): 064907. DOI: 10.1103/physrevc.93.064907.

4 Wang X N, Gyulassy M. Gluon shadowing and jet quenching in A+A collisions at $\sqrt{s}$ =200 A GeV[J]. Physical Review Letters, 1992, **68**(10): 1480 – 1483. DOI: 10.1103/PhysRevLett.68.1480.

5 Adler C, Ahammed Z, Allgower C, *et al*. Disappearance of back-to-back high-pT hadron correlations in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV[J]. Physical Review Letters, 2003, **90**(8): 082302. DOI: 10.1103/PhysRevLett.90.082302.

6 Matsui T, Satz H. J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation[J]. Physics Letters B, 1986, **178**(4): 416 – 422. DOI: 10.1016/0370-2693(86)91404-8.

7 Zhu Z R, Chen J X, Liu X M, *et al*. Thermodynamics and energy loss in D dimensions from holographic QCD model[J]. The European Physical Journal C, 2022, **82**(6): 560. DOI: 10.1140/epjc/s10052-022-10433-7.

8 Zhao Y Q, Hou D F. Vector meson spectral function in a dynamical AdS/QCD model[J]. The European Physical Journal C, 2022, **82**(12): 1102. DOI: 10.1140/epjc/s10052-022-11065-7.

9 Zhu Z R, Chen J, Hou D F. Gravitational waves from holographic QCD phase transition with gluon condensate [J]. The European Physical Journal A, 2022, **58**(6): 104. DOI: 10.1140/epja/s10050-022-00754-2.

10 Maldacena J M. The large-N limit of superconformal field theories and supergravity[J]. International Journal of Theoretical Physics, 1999, **38**(4): 1113 – 1133. DOI: 10.1023/A:1026654312961.

11 Witten E. Anti de sitter space and holography[J]. Advances in Theoretical and Mathematical Physics, 1998, **2**(2): 253 – 291. DOI: 10.4310/atmp.1998.v2.n2.a2.

12 Gubser S S, Klebanov I R, Polyakov A M. Gauge theory correlators from non-critical string theory[J]. Physics Letters B, 1998, **428**(1): 105 – 114. DOI: 10.1016/S0370-2693(98)00377-3.

13 Erlich J, Katz E, Son D T, *et al*. QCD and a holographic model of hadrons[J]. Physical Review Letters, 2005, **95** (26): 261602. DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.261602.

14 Karch A, Katz E, Son D T, *et al*. Linear confinement and AdS/QCD[J]. Physical Review D, 2006, **74**: 015005. DOI: 10.1103/physrevd.74.015005.

15 Bohra H, Dudal D, Hajilou A, *et al*. Anisotropic string tensions and inversely magnetic catalyzed deconfinement from a dynamical AdS/QCD model[J]. Physics Letters B, 2020, **801**: 135184. DOI: 10.1016/j.physletb.2019.135184.

16 Aref'eva I Y, Ermakov A, Rannu K, *et al*. Holographic model for light quarks in anisotropic hot dense QGP with external magnetic field[J]. The European Physical Journal C, 2023, **83**(1): 79. DOI: 10.1140/epjc/s10052-022-11166-3.

17 Grefa J, Hippert M, Noronha J, *et al*. Transport coefficients of the quark-gluon plasma at the critical point and across the first-order line[J]. Physical Review D, 2022, **106**(3): 034024. DOI: 10.1103/physrevd.106.034024.

18 Cai R G, He S, Li L, *et al*. Probing QCD critical point and induced gravitational wave by black hole physics[J]. Physical Review D, 2022, **106**(12): L121902. DOI: 10.1103/physrevd.106.l121902.

19 Chen Y D, Li D N, Huang M. Inhomogeneous chiral condensation under rotation in the holographic QCD[J]. Physical Review D, 2022, **106**(10): 106002. DOI: 10.1103/physrevd.106.106002.

20 Braga N R F, Faulhaber L F, Junqueira O C. Confinement-deconfinement temperature for a rotating quark-gluon plasma[J]. Physical Review D, 2022, **105**(10): 106003. DOI: 10.1103/physrevd.105.106003.

21 Chen X, Zhang L, Li D N, *et al*. Gluodynamics and deconfinement phase transition under rotation from holography[J]. Journal of High Energy Physics, 2021(7): 132. DOI: 10.1007/JHEP07(2021)132.

22 Hawking S W, Page D N. Thermodynamics of black holes in anti-de Sitter space[J]. Communications in Mathematical Physics, 1983, **87**(4): 577 – 588. DOI: 10.1007/BF01208266.

23 Herzog C P. Holographic prediction for the deconfinement temperature[J]. Physical Review Letters, 2007, **98**(9): 091601. DOI: 10.1103/physrevlett.98.091601.

24 Erices C, Martínez C. Rotating hairy black holes in arbitrary dimensions[J]. Physical Review D, 2018, **97**(2): 024034. DOI: 10.1103/physrevd.97.024034.

25 Gaete M B, Guajardo L, Hassaïne M. A Cardy-like formula for rotating black holes with planar horizon[J]. Journal of High Energy Physics, 2017(4): 92. DOI: 10.

1007/JHEP04(2017)092.

26 Jiang Y, Liao J F. Pairing phase transitions of matter under rotation[J]. Physical Review Letters, 2016, **117**(19): 192302. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.192302.

27 Chernodub M N, Gongyo S. Interacting fermions in rotation: chiral symmetry restoration, moment of inertia and thermodynamics[J]. Journal of High Energy Physics, 2017(1): 136. DOI: 10.1007/JHEP01(2017)136.

28 Braguta V V, Kotov A Y, Kuznedelev D D, *et al*. Influence of relativistic rotation on the confinement-deconfinement transition in gluodynamics[J]. Physical Review D, 2021, **103**(9): 094515. DOI: 10.1103/physrevd.103.094515.

29 Yamamoto A. Overview of external electromagnetism and rotation in lattice QCD[J]. The European Physical Journal A, 2021, **57**(6): 211. DOI: 10.1140/epja/s10050-021-00530-8.

30 Chernodub M N. Inhomogeneous confining-deconfining phases in rotating plasmas[J]. Physical Review D, 2021, **103**(5): 054027. DOI: 10.1103/physrevd.103.054027.

31 Fujimoto Y, Fukushima K, Hidaka Y. Deconfining phase boundary of rapidly rotating hot and dense matter and analysis of moment of inertia[J]. Physics Letters B, 2021, **816**: 136184. DOI: 10.1016/j.physletb.2021.136184.

32 Liu H, Rajagopal K, Wiedemann U A. Calculating the jet quenching parameter[J]. Physical Review Letters, 2006, **97**(18): 182301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.182301.

33 Kumar A, Majumder A, Weber J H. Jet transport coefficient $\hat{q}$ in lattice QCD[J]. Physical Review D, 2022, **106**(3): 034505. DOI: 10.1103/physrevd.106.034505.

34 Csáki C, Reece M. Toward a systematic holographic QCD: a braneless approach[J]. Journal of High Energy Physics, 2007, **2007**(5): 62. DOI: 10.1088/1126-6708/2007/05/062.

35 Kim Y, Lee B H, Park C, *et al*. Gluon condensation at finite temperature via AdS/CFT[J]. Journal of High Energy Physics, 2007, **2007**(9): 105. DOI: 10.1088/1126-6708/2007/09/105.

36 Caprini C, Hindmarsh M, Huber S, *et al*. Science with the space-based interferometer eLISA. II: gravitational waves from cosmological phase transitions[J]. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2016, **2016**(4): 1. DOI: 10.1088/1475-7516/2016/04/001.